

Терромагнитная неустойчивость и особенности диамагнитного отклика сверхпроводящих пленок

Ю.Е. Кузовлев, Ю.В. Медведев

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: kuzovlev@kinetic.ac.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 3 июля 2007 г., после переработки 4 февраля 2008 г.

Предложена простая модель динамики магнитного потока в сверхпроводящей пленке-полоске, соединяющая классическую феноменологию температурно-зависящего пиннинга и движения вихрей, с одной стороны, и точное выражение для распределения тока в пленке через распределение концентрации вихрей, с другой стороны, а также учитывающая диффузию вихрей. Модель наглядно выявляет особенности эволюции магнитного потока в пленке, обусловленные ее плоской двумерной геометрией, и соответствующие особенности диамагнитного отклика пленки и согласуется с экспериментами.

Запропоновано просту модель динаміки магнітного потоку в надпровідній плівці-смужці, що з'єднує класичну феноменологію температурно-залежного пінінгу та руху вихорів, з одного боку, і точний вираз для розподілу струму в плівці через розподіл концентрації вихорів, з іншого боку, яка також враховує дифузію вихорів. Модель наочно виявляє особливості еволюції магнітного потоку в плівці, які обумовлені її плоскою двовимірною геометрією, і відповідні особливості діамагнітного відгуку плівки та узгоджується з експериментами.

PACS: 74.78.–w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;
74.25.Fy Транспортные свойства;
74.25.Op Смешанные состояния, критические поля и поверхностные барьеры;
74.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока.

Ключевые слова: сверхпроводящие пленки, терромагнитная неустойчивость, диамагнитный отклик, динамические критические состояния.

1. Терромагнитная неустойчивость в сверхпроводящих пленках [1–7] поддается непосредственным наблюдениям с помощью магнитооптики. Особое внимание привлекает локальная неустойчивость фронта магнитного потока (МП), порождающая «пальцевидные» либо «древовидные» структуры. Она успешно объясняется в рамках имеющихся теоретических моделей резистивности [6], а также имитируется численно как при «молекулярном» подходе [1], когда МП дробится на дискретные «вихри», так и при «гидродинамическом» [8], продолжающем классическую теорию терромагнитной неустойчивости [9–11].

Тем не менее «молекулярные» численные модели не вполне корректны, поскольку предполагают [1], что взаимодействие вихрей зависит только от расстояния между ними. Но в реальной конечной пленке взаимодействие вихрей, будучи дальнедействующим, не

менее сильно зависит также от их расположения по отношению к краям пленки (а тем самым и от ее формы). Это обстоятельство вряд ли принципиально с точки зрения локальной неустойчивости и мелкокомасштабной фрагментации МП, однако оно является существенным для глобальной устойчивости и крупномасштабного (сглаженного) распределения МП и, как следствие, для диамагнитного отклика пленки.

В «гидродинамических» моделях вопрос о законе взаимодействия вихрей отпадает. Конечность пленки и ее форма будут автоматически приняты во внимание, если пользоваться точной формулой Био–Савара. Но тогда роль ведущей переменной переходит от распределения концентрации вихрей, или плотности магнитного потока сквозь пленку (ПМП), к распределению тока (как если бы не расположение вихрей определяло действующие на них токи и силы Лорен-

ца, а наоборот). На примере [8] видно, что из-за этого уравнения модели и алгоритм вычислений весьма усложняются и лишаются наглядности.

Естественней все же и при «гидродинамическом» подходе задавать распределение ПМП, а распределение тока, т.е. и силы Лоренца, действующей на вихри, считать производным от него. Тогда необходимо обратиться к формуле Био–Савара, выразив ток через перпендикулярную к плоскости пленки компоненту магнитной индукции в той части плоскости, которая фактически занята пленкой. Аналитически данная задача решена лишь для бесконечно длинной пленки-полоски с однородными по ее длине распределениями [12,13] и для круглой пленки в предположении их аксиальной симметрии [14]. Однако этого вполне достаточно, чтобы исследовать процессы глобальной неустойчивости. Зато уравнения модели приобретают явный наглядный вид, а программу вычислений можно отлаживать, опираясь на простые физические соображения.

В настоящей работе мы применим такой подход к пленке-полоске в переменном магнитном поле или при переменной температуре подложки. Заметим, что первый из этих случаев уже затрагивался в [15], а второй, насколько нам известно, еще не рассматривался. Пиннинг и вязкий дрейф вихрей, а также генерация, перенос и отвод тепла будут трактоваться в рамках традиционной феноменологии [9–11]. Отличие от нее — это включение диффузии вихрей, диктуемое плоской геометрией сверхпроводника. Вообще нас больше будут интересовать особенности и эффекты двумерной пленочной геометрии и их отражение в диамагнитном отклике пленки.

2. Пусть пленка лежит в плоскости XY , занимая слой $-d/2 < z < d/2$, а внешнее поле H_0 направлено перпендикулярно к ней по оси Z . Если толщина пленки d меньше λ (общепринятые обозначения — λ , Φ_0 и др. — не комментируем), будем полагать, что пленка все же не слишком тонкая: $\lambda^2/d \ll 2L$, где $2L$ — ее ширина. Это означает, что распределение ПМП $B(x, y)$ можно отождествить с распределением концентрации вихрей $n(x, y)$, написав $B = \Phi_0 n$. С другой стороны, $B(x, y)$ — это z -компонента вектора магнитной индукции в пленке, $\mathbf{B}(x, y, z)$, усредненная по ее толщине:

$$B(x, y) = d^{-1} \int_{-d/2}^{d/2} B_z(x, y, z) dz.$$

Подвергнем такому усреднению уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{J}/c$ (мы пользуемся системой единиц СГС):

$$\frac{4\pi}{c} \int_{-d/2}^{d/2} J_y dz = H_x(z = d/2) - H_x(z = -d/2) - d \frac{\partial}{\partial x} B, \quad (1)$$

где аргументы x, y опущены, $H_{x,y}(z = \pm d/2)$ — тангенциальные компоненты магнитного поля вне пленки, $\mathbf{H}(x, y, z)$, на ее верхней и нижней поверхностях.

Для пленки всегда $d/L \ll 1$, поэтому последним слагаемым справа в (1) можно пренебречь. Остальные выразим через $B(x, y)$, применяя результаты [12,13] (см. п. 1 выше).

Ориентируем пленку по оси Y , а по оси X она пусть занимает интервал $-L < x < L$. Тогда, предполагая, что все распределения однородны по Y , имеем $H_y(z = \pm d/2) = 0$ и $H_x(z = d/2) = -H_x(z = -d/2) = H$, где

$$H(x) = \frac{2\pi}{c} I(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-L}^L \sqrt{\frac{L^2 - u^2}{L^2 - x^2}} \frac{B(u) - H_0}{x - u} du, \quad (2)$$

$I(x)$ — это (текущий вдоль Y) поверхностный ток, включающий в себя как «мейсснеровский ток», так и суммарный ток вихрей, H_0 — внешнее поле, а несобственный интеграл понимается в смысле главного значения.

Предположение об однородности и исключение измерения Y оправдаем тем, что оно соответствует часто наблюдаемому сценарию продвижения МП [1–6]. Кроме того, строго говоря, для применения формулы (2) достаточно однородности в статистическом смысле, если под $B(x)$ и $I(x)$ понимать результаты усреднения $B(x, y)$ и $I(x, y) = \int_{-d/2}^{d/2} J_y(x, y, z) dz$ по координате Y и аналогично трактовать $H(x)$. При этом первое равенство в (2) является результатом усреднения равенства (1).

Далее, усредним по длине и толщине пленки второе из пары векторных уравнений Максвелла, $\partial \mathbf{B} / \partial t = -c \nabla \times \mathbf{E}$, считая, что картина МП статистически однородна по Y . Получаем $\partial B / \partial t = -c \partial E / \partial x$, где E — результат усреднения y -компоненты E_y вектора электрического поля \mathbf{E} . Очевидно, это — уравнение сохранения и переноса МП, причем величина cE играет роль плотности «потока магнитного потока» («magnetic flux flow»).

Затем следует определить cE как функцию B и I , т.е. задаться некоторой моделью пиннинга и движения вихрей. Возьмем за основу простую, но прозрачную модель (по сути, модель Бина) [9,10,14]

$$cE = Bv = |B| v_c I_n(I, Q), \quad (3)$$

$$I_n(I, Q) = \begin{cases} 0, & |I| < I_c(Q) \equiv 1 - Q, \\ I - I_c(Q) \text{sign}(I), & |I| > I_c(Q). \end{cases} \quad (4)$$

Здесь v — скорость вихрей, $Q = (T - T_0) / (T_c - T_0)$ характеризует нагрев пленки (T, T_c, T_0 — ее локальная и критическая температуры и температура термоста), $I_c(Q)$ — критический ток как функция тем-

пературы, выраженный в единицах его максимального значения I_{c0} , $I_n(I, Q)$ — избыток сверхтока над своим критическим значением, v_c — характерный масштаб скорости (можно показать, что $v_c \approx cR_n I_{c0}/H_{c2}$, где R_n — нормальное сопротивление пленки «на квадрат»). Эквивалентно, $E = R_{\text{flow}}(B)I_n(I, Q)$, где $R_{\text{flow}}(B) = R_n|B|/H_{c2}$. При этом $I_n(I, Q)$ выступает как «нормальный ток». Но работу против трения вихрей, переходящую в тепло, совершает полный сверхток I , так как ее мощность (на единицу площади пленки) равна EI . Соответствующее уравнение для температуры записывается тривиально. В случае «пальцевидной» (статистически однородной по Y) структуры в равенстве $cE = vB$ в (3) B и E следует понимать как усредненные по Y величины, а v как скорость вихрей в тех местах, где они фактически сосредоточены, т.е. внутри «пальцев» (при этом в силу дальнего действия вихрей v вполне определяется усредненным по Y током).

В безразмерных переменных с L , $t_0 = L/v_c$ и $b_0 = 2\pi I_{c0}/c$ в качестве единиц длины, времени и магнитной индукции модель примет вид

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}; \quad (5)$$

$$E = |B|I_n(I, Q); \quad (6)$$

$$I(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1-u^2}{1-x^2}} \frac{B(u, t) - H_0(t)}{x-u} du; \quad (7)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = D \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} - \gamma [Q - Q_0(t)] + pIE, \quad (8)$$

плюс выражение (4) для избыточного сверхтока. В (8) $Q_0(t) = [T_S(t) - T_0]/(T_c - T_0)$, где T_S — (переменная, вообще говоря) температура подложки. Все свободные безразмерные параметры модели сосредоточились в уравнении (8) для температуры, причем

$$\gamma = \frac{L}{v_c \tau_T}, \quad p = \frac{2\pi L I_{c0}^2}{c^2 (T_c - T_0) dC}, \quad (9)$$

где C — удельная теплоемкость пленки (с учетом подложки) и τ_T — время релаксации температуры пленки за счет теплообмена с подложкой. Нетрудно понять, что наиболее интересные формы терромагнитной неустойчивости должны наблюдаться при $\gamma \sim 1$, конечно, если параметр тепловыделения p достаточно велик. Выбирая для примера $d \approx 0,5$ мкм, $2L \sim 1$ см, $I_{c0} = dJ_{c0}$ с критической плотностью тока $J_{c0} \sim 3 \cdot 10^6$ А·см⁻², $C \sim 0,1$ Дж·К⁻¹·см⁻³ и $T_c - T_0 \sim 5$ К, находим оценку $p \sim 3$. При $\gamma \sim 1$ это означает довольно сильную неустойчивость. Что касается параметра D , то для реальных пленок $D \ll \gamma$.

Заметим, что система уравнений (5)–(8) допускает тривиальное мейсснеровское решение, в котором $B(x, y) = 0$ независимо от внешнего поля $H_0(t)$. Дело в том, что у нас еще не предусмотрено вхождение МП в «пустую» пленку. В реальности оно начинается со случайного рождения единичных вихрей, когда макроскопическая концентрация вихрей B/Φ_0 еще равна нулю. Это можно трактовать как диффузию вихрей в пленку. Соответствующие диффузионные добавки E_{diff}^{\pm} к «потокам потока» $E(x = \pm 1)$ в края пленки извне (либо с краев наружу) приближенно равны

$$E_{\text{diff}}^{\pm} \approx \pm \Delta_{\pm} [B(x = \pm 1) - B_{\pm}] / \delta, \quad (10)$$

где знаки «-» и «+» отвечают левому и правому краям, $\delta \equiv d/L$,

$$B_{\pm} \approx H_0 - \int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1 \pm x}{1 \mp x}} [B(x) - H_0] \frac{dx}{\pi \sqrt{\delta}}. \quad (11)$$

— значения z -компоненты магнитной индукции снаружи пленки у ее краев [14], и Δ_{\pm} — коэффициенты диффузии вихрей (подразумевается, что диффундируют только свободные вихри, т.е. $\Delta_{\pm} = \Delta > 0$, если $|I| > I_c(Q)$, а иначе $\Delta_{\pm} = 0$). Хотя в глубине пленки роль диффузии незначительна ввиду малости Δ , на краях она может быть очень значительной, так как определяется отношением малых факторов $\Delta \delta^{3/2}$.

3. Рассмотрим результаты численной симуляции уравнений (4)–(8) вместе с (10) и (11). Сначала отклик пленки на внешнее поле, которое включается при $t = 0$ с нуля, $H_0(0) = 0$, линейно растет до максимального значения H_m , а затем осциллирует по закону пилы между H_m и $-H_m$. Проявления терромагнитной неустойчивости зависят прежде всего от величины p/γ и скорости сканирования поля $|dH_0(t)/dt|$. Меняя их, можно наблюдать как регулярные, так и хаотические сценарии вхождения МП в пленку (и его выхода из нее). Остановимся на промежуточном варианте, взяв $|dH_0(t)/dt| \sim 0,1$ и $D \sim 0,01$ при большем, чем в [14] отношении $p/\gamma \sim 30$.

С термодинамической точки зрения естественными характеристиками диамагнитного отклика пленки в целом служат средняя магнитная индукция $\bar{B} = \int_{-1}^1 B(x, t) dx/2$ и средняя намагниченность $M = \bar{B} - H_0$.

На рис. 1 показаны петли гистерезиса этих величин при $H_m = 4$. Ясно видны следы множества лавин магнитного потока различного масштаба. Относительно крупные лавины чередуются с мелкими и с участками спокойного крипа потока. На самом деле этот крип складывается из очень мелких лавин, сливающихся с вычислительным шумом.

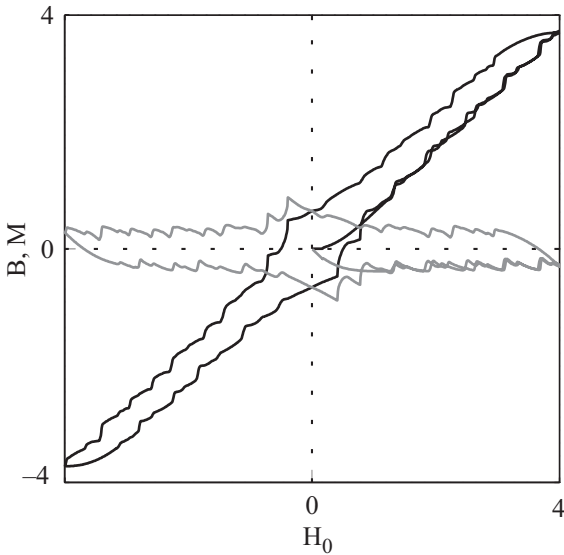


Рис. 1. Петли гистерезиса усредненных по ширине магнитной индукции и намагниченности пленки.

На рис. 2 представлены типичные распределения магнитной индукции B и тока I , а также критического тока I_c и $-I_c$ на восходящей ветви петли гистерезиса в ее первом квадранте. Подобная картина возникает после относительно крупной лавины (вернее, пары симметричных лавин) или серии двух-трех (пар) лавин. Поскольку лавина снимает напряжения в системе вихрей, т.е. уменьшает ток и силы Лоренца, то после ее прохождения (и остывания пленки) почти всюду ток оказывается меньше критического, а МП «замораживается». Заметим, что кривая $-I_c$ на рис. 2, будучи

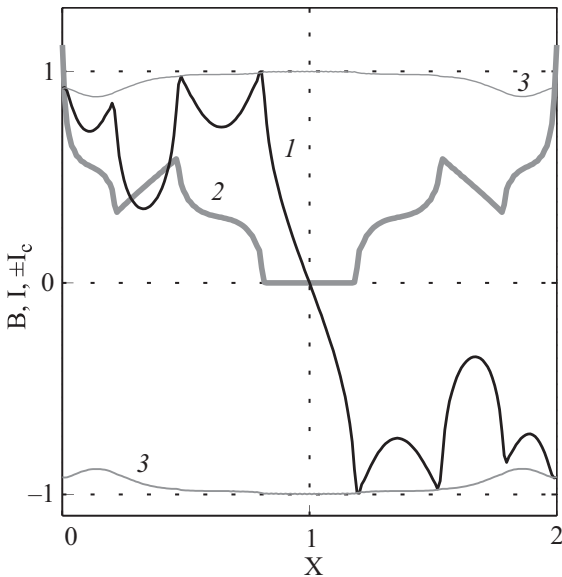


Рис. 2. Характерные распределения ПМП (1) и тока (2) в процессе вхождения МП в пленку. Координата X отсчитывается от ее левого края. Кривые (3) ограничивают по току область пиннинга вихрей. Для удобства масштабы ПМП и тока взяты различными, причем градуировка на оси ординат относится к току.

поднятой вверх на единицу, дает, в соответствии с (4), график Q .

Обратим внимание на особенности распределений, обусловленные плоской геометрией пленки. Ясно, что картина, подобная рис. 2, не могла бы наблюдаться в объемном сверхпроводнике, например, в цилиндре. Действительно, в цилиндрической геометрии, согласно (1), плотность тока определяется дифференциальным соотношением $J \propto -\partial B/\partial x$, так что немонотонная зависимость B от x означала бы, что в точке максимума B ток (и с ним сила Лоренца) меняет знак. В случае пленки, однако, работает интегральное соотношение (7), и поэтому немонотонность B отнюдь не влечет за собой изменение знака тока. Это отражается и во временных зависимостях индукции и тока. Даже в простейшей ситуации, когда внешнее поле линейно растет от нуля и, соответственно, полный МП через пленку монотонно возрастает, локальные значения ПМП могут быть крайне немонотонными функциями времени. Кроме того, на периферии пленки B может существенно превышать внешнее поле. Все это проиллюстрировано на рис. 3. Отметим, что ступенчатые зависимости, получающиеся для средней части пленки, весьма похожи на экспериментальные [3].

По мере увеличения $H_0(t)$ зеркальная симметрия распределений нарушается, и одновременный сход лавин справа и слева сменяется поочередным. При обратном ходе $H_0(t)$ граничные значения концентрации вихрей $B(x = \pm 1)/\Phi_0$ убывают до нуля. Но выход вихрей из пленки не останавливается, т.е. поток $|B|I_n/\Phi_0$ не исчезает, поскольку уменьшение $B(x = \pm 1)$ компенсируется ростом «нормального тока» I_n на краях. Тем не менее выход вихрей должен смениться входом

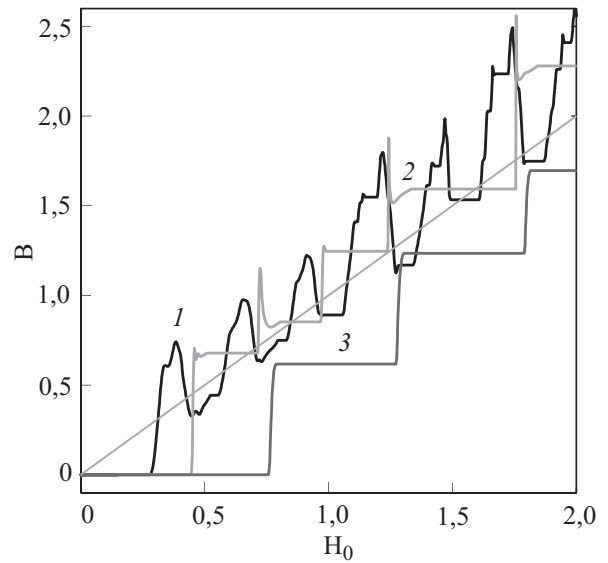


Рис. 3. Зависимость локальной ПМП от линейно растущего внешнего поля на трех дистанциях от левого края пленки при X : 0,1 (1), 0,6 (2) и 1 (3), т.е. в центре пленки.

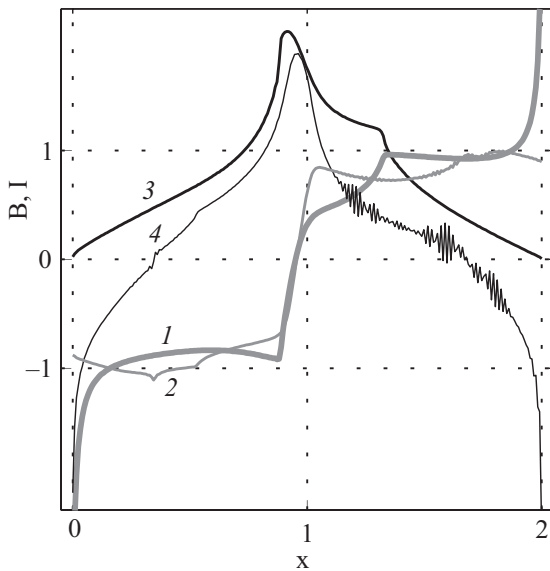


Рис. 4. Распределения тока (1), (2) и ПМП (3), (4) в метастабильном квази-мейснеровском состоянии пленки перед ее перемагничиванием (1), (3) и вскоре после него (2), (4).

антивихрей, и это произойдет, когда, во-первых, величина B_{\pm} поменяет знак и, во-вторых, появившийся диффузионный поток антивихрей в пленку, $E_{\text{diff}}^{\pm}/\Phi_0$, превысит поток вихрей из нее. В период же между первым и вторым формируется, как показано на рис. 4 (кривые 1 и 3) метастабильное состояние, в котором anomalously большой на краях «нормальный ток», подобно мейснеровскому току, экранирует пленку от значительного отрицательного наружного поля, и которое поэтому можно назвать квазимейснеровским [14]. Наконец, оно разрушается. Вхождение антивихрей и их бурная аннигиляция с вихрями приводит к быстрому перемагничиванию пленки (за исключением центра, где все тормозится пиннингом). На рис. 1 этому отвечает обрыв наивысшего пика намагниченности во втором квадранте. Результирующие распределения изображены на рис. 4 (кривые 2 и 4; рябь на графике B — это остатки хаотических колебаний при аннигиляции). Снова отметим немалое сходство вышеописанных и экспериментально полученных [16] кривых.

4. Поставим другой численный эксперимент: растущее внешнее поле выводит пленку из мейснеровского состояния и затем фиксируется на заданном уровне H_0 , после чего начинает расти температура подложки $Q_0(t)$. Естественно ожидать, что средняя намагниченность пленки на второй стадии — монотонно растущая или, во всяком случае, не убывающая функция Q_0 (поскольку при любых вариациях $Q_0(t)$ попятное движение потока было бы термодинамически невыгодным). Численные симуляции подтверждают это. На рис. 5 приведены три примера, отвечающие $H_0 \sim 0,5$.

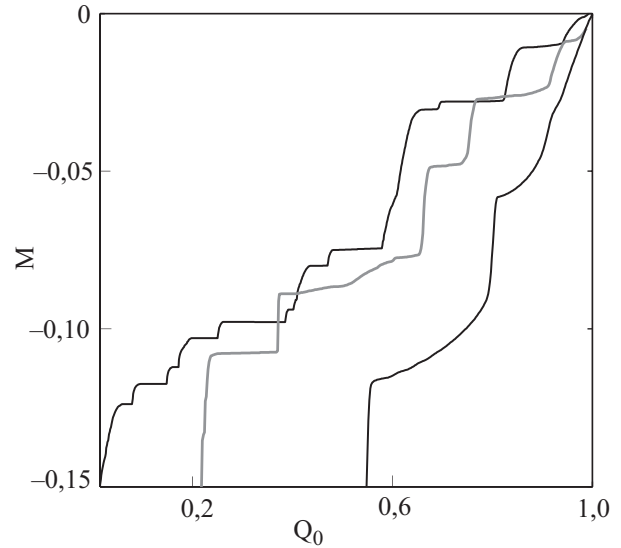


Рис. 5. Примеры зависимостей средней намагниченности пленки от линейно растущей со временем относительной температуры криостата.

Однако локально ПМП ведет себя даже более немонотонно, чем в случае переменного поля. Причина в том, что теперь баланс сил пиннинга и Лоренца нарушается (со стороны пиннинга) сразу по всей пленке, так что лавина может зародиться и поддерживаться всюду, а не только у краев. В результате появляется новый тип лавин — в виде бегущей уединенной волны. Такая лавина быстро уносит порцию МП от края вглубь пленки, при этом почти полностью очищая край от вихрей. Соответствующие распределения выглядят намного сложнее, чем кривые на рис. 2.

Сказанное означает, что реальные измерения диамагнитного отклика пленки с помощью датчика, расположенного вне пленки, могут дать зависимость от Q_0 , чувствительную к положению и геометрии датчика и качественно отличную от графика средней намагниченности. В общем результат такого измерения описывается формулой

$$M = \int_{-1}^1 W(x)[B(x,t) - H_0] dx, \quad (12)$$

где $W(x)$ — весовая функция (нормированная на единицу), или «передаточная характеристика», датчика. Если $W(x)$ приписывает краям пленки небольшой вес по сравнению с серединой, то (12) зависит от Q_0 более монотонно, чем средняя намагниченность. Например, когда датчик далеко от пленки и, как нетрудно показать, $W(x) \propto \sqrt{1-x^2}$. Если же края представлены с достаточно большим весом, то (12) может оказаться немонотонной функцией температуры Q_0 , например, когда датчик сдвинут относительно центра пленки. Так, измерению поля у края пленки

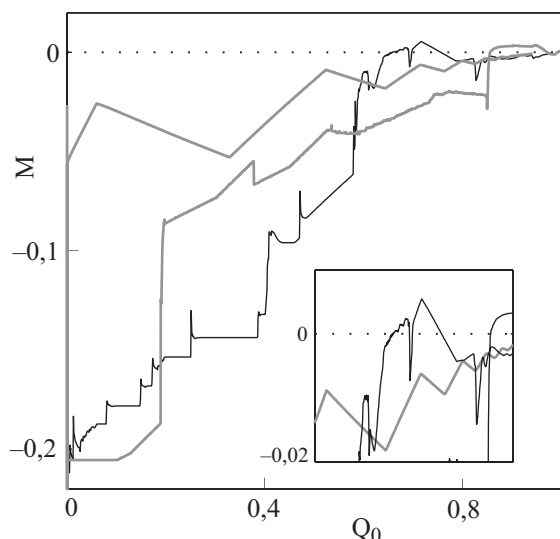


Рис. 6. Возможные температурные зависимости намагниченности пленки при ее измерении датчиком, передаточная характеристика которого сдвинута к краю пленки.

отвечает вес $W(x) \propto \sqrt{(1 \pm x)/(1 \mp x)}$, фигурирующий в (11). Кривые на рис. 6 демонстрируют поведение соответствующей «обобщенной намагниченности» (12) при различных значениях параметров модели. Видна также возможность наблюдения вблизи критической температуры кажущейся «парамагнитной восприимчивости».

5. Таким образом, предложенная модель позволяет составить наглядное представление о динамике магнитного потока в сверхпроводящих пленках. Несмотря на свою относительную простоту, она, на наш взгляд, способствует навыкам правильной качественной интерпретации и количественной обработки реальной информации с учетом эффектов двумерной геометрии пленок, что важно для их практических применений.

1. T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, M.-S. Kim, and S.I. Lee, *Europhys. Lett.* **59**, 599 (2002).
2. B. Biehler, B.-U. Runge, P. Leiderer, and R.G. Mints, *arXiv: cond-mat/0410030*.
3. A.V. Bobyl, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin A.A.F. Olsen, T.H. Johansen, W.N. Kang, and S.I. Lee, *Physica C* **408–410**, 508 (2004).
4. D.V. Shantsev, A.V. Bobyl, Y.M. Galperin T.H. Johansen, and S.I. Lee, *Phys. Rev.* **B72**, 024541 (2005).
5. R. Prozorov, D.V. Shantsev, and R.G. Mints, *Phys. Rev.* **B74**, 220511 (2006).
6. D.V. Denisov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin E.M. Choi, Hyun-Sook Lee, Sung-Ik Lee, A.V. Bobyl, P.E. Goa, A.A.F.

- Olsen, and T.H. Johansen, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 077002 (2006).
7. E. Altshuler and T.H. Johansen, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 471 (2004).
8. I.S. Aranson, A. Gurevich, M.S. Welling, R.J. Wijngaarden, V.K. Vlasko-Vlasov, V.M. Vinokur, and U. Welp, *arXiv: cond-mat/0407490*.
9. R.G. Mintz and A.L. Rakhmanov, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 551 (1981).
10. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, *Неустойчивости в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1989).
11. И.М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).
12. J.R. Clem, R.P. Huebener, and D.E. Gallus, *J. Low. Temp. Phys.* **12**, 449 (1973).
13. E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B46**, 8628 (1992).
14. Yu.E. Kuzovlev, *arXiv: cond-mat/0504320*, *cond-mat/0606368*.
15. Yu.E. Kuzovlev, *arXiv: cond-mat/0607143*.
16. R. Prozorov, D.V. Shantsev, and R.G. Mints, *arXiv: cond-mat/0607244*.

Thermomagnetic instability and peculiarities of diamagnetic response of superconducting films

Yu.E. Kuzovlev and Yu.V. Medvedev

A new simple model of magnetic flux dynamics in superconducting strip-like films is proposed. The model unifies on the one hand classical phenomenology of temperature-dependent vortex pinning and motion and on the other an exact expression of electric current distribution in the film through flux distribution with the vortex diffusion being taken into account. It clearly reveals the peculiarities of magnetic flux evolution caused by the flat two-dimensional geometry of films and the related peculiarities of its diamagnetic response in agreement with experiments.

PACS: **74.78.-w** Superconducting films and low-dimensional structures;
74.25.Fy Transport properties;
74.25.Op Mixed states, critical fields, and surface sheaths;
74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning, flux creep.

Keywords: superconducting films, thermo-magnetic instability, diamagnetic response, dynamic critical states.